

**Première partie**

# **Modèle Standard électrofaible**



# Analyse du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda + J/\Psi$ et test du Renversement du Temps avec le detecteur LHCb

**Marwa JAHJAH-HUSSEIN**

*Laboratoire de Physique Corpusculaire, Clermont-Ferrand*



## Résumé

La physique des particules est aujourd'hui à l'aube d'une nouvelle ère. Le futur accélérateur de particules permettra de résoudre des points sombres subsistant dans le Modèle Standard. Dans le cadre de l'expérience LHCb, dédiée à la physique de la beauté, certains canaux pertinents peuvent être recherchés, tels  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda + J/\Psi$ , et qui présentent une piste nouvelle et intéressante pour tester directement la Symétrie T.

## 1.1 Introduction

L'étude de la désintégration des baryons beaux du type  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda + J/\Psi$  est un point crucial pour la QCD, étant donnée l'éventuelle polarisation du  $\Lambda_b$  à l'instar des hypérons dans les collisions hadrons-hadrons. En outre, c'est un canal prometteur pour la recherche de la violation du Renversement du Temps (TR).

Le mise en évidence de TR est l'étude de variables impaires par T (T-odd observables) telles les composantes transverses des vecteurs-polarisations des résonnances  $\Lambda$  et  $J/\Psi$ ; ce qui offre la possibilité de tester la symétrie TR d'une façon directe et indépendamment de la symétrie CP.

Dans une première partie, les principales caractéristiques du détecteur LHCb, l'un des quatre détecteurs du LHC, seront passées en revue. Ensuite, les motivations théoriques de la recherche de la violation de TR seront exposées. Une troisième partie est consacrée à une étude phénoménologique modélisant la désintégration du  $\Lambda_b$ . Dans une quatrième partie, j'exposerai les principales étapes de l'analyse conduisant à la reconstruction de cette désintégration. Je conclurai enfin en résumant les premiers résultats et en dressant les perspectives.

## 1.2 LHC et le détecteur LHCb

Le Large Hadron Collider (LHC) est un accélérateur de particules mis en opération le 10 septembre 2008 et inauguré officiellement le 21 octobre 2008 au CERN à la frontière franco-suisse. C'est le plus grand accélérateur de particules au monde construit à ce jour, dépassant en terme d'énergie le Tevatron aux Etats-Unis. Il est même présenté comme le plus grand dispositif expérimental jamais construit pour valider des théories physiques. Ce collisionneur proton-proton d'un diamètre de 9 Km fournira une énergie  $\sqrt{s} = 14$  TeV dans le centre de

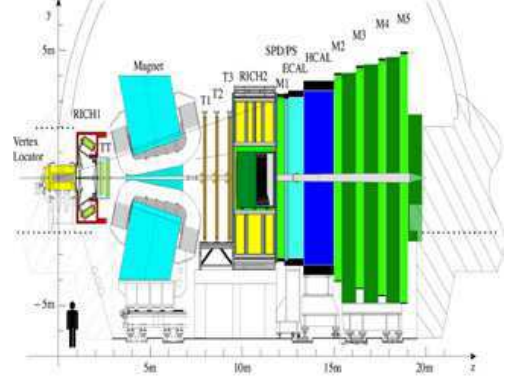


FIGURE 1.1 – Le détecteur LHCb

masse, ce qui permettra de sonder l'échelle d'énergie de la brisure de symétrie électrofaible. Il est prévu que les faisceaux de protons se croisent en quatre points où seront placés les quatre détecteurs du LHC. Parmi ceux-ci se trouve le détecteur LHCb.

LHCb est destinée à l'étude de la violation de CP et à la recherche de désintégrations rares pouvant faire ressortir de la nouvelle physique dans le secteur de la beauté. L'analyse des données portera largement sur les mésons beaux (contenant un quark b ou un anti-quark b). La figure 1.1 représente le détecteur LHCb. Du point de vue matériel, LHCb est un spectromètre à un seul bras dirigé vers l'avant. En effet les simulations à l'origine de la conception du détecteur ont montré que les paires de quarks - antiquarks b sont émises au point de collision dans un cône de faible angle par rapport à la direction des faisceaux. La région d'intérêt pour détecter ces particules correspond donc au cône formé par le détecteur.

## 1.3 Les Symétries discrètes

En physique des particules, les symétries jouent un rôle très important. Des considérations basées sur la symétrie des interactions déterminent la structure du Hamiltonien. Dans ce contexte, quelques transformations discrètes sont pertinentes. On distingue trois symétries discrètes :

### *Parité*

La parité P est analogue à la réflexion dans un miroir. Elle transforme un système physique en un sys-

tème physique de coordonnées spatiales opposées. Tout en laissant le spin des particules invariant, elle transforme l'impulsion  $\vec{r}$  en  $-\vec{r}$  et  $\vec{p}$  en  $-\vec{p}$ . L'hélicité d'une particule donnée par  $\lambda = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$  est alors changée en son opposée  $-\lambda$ .

Il peut sembler évident qu'elle doit être invariante. Il existe des phénomènes physiques qui ne sont pas invariants par parité. Par exemple, il existe une particule appelée neutrino qui a la curieuse propriété de "tourner" toujours dans le même sens. Si on la regarde par l'arrière, on la voit tourner dans le sens inverse des aiguilles d'une montre (ont dit que son hélicité est gauche).

Après inversion par parité, on s'attendrait à ce que la rotation d'un neutrino soit inversée (hélicité droite). Mais Il n'existe dans la nature que des neutrinos d'hélicité gauche. C'est une conséquence de l'interaction faible qui viole la parité.

### Conjugaison de charge

La conjugaison de charge C consiste à transformer une particule en son antiparticule.

Le neutrino possède une anti-particule appelée, bien évidemment, anti-neutrino. Mais les lois de l'interaction faible ne respectent pas non plus cette symétrie ! car l'antineutrino a une hélicité droite. Par contre, elles sont invariantes sous la combinaison des deux, c'est à dire sous l'opérateur CP.

On a longtemps cru que cette double opération était invariante. C'est à dire qu'elle était une symétrie conservée pour toutes les lois de l'univers. Mais en 1964, trois physiciens américains (Christenson, Cronin et Fitch) et un français (Turlay) ont mis en évidence la violation de la symétrie CP en étudiant les propriétés des kaons neutres, un système où ces particules se mélangent avec leurs antiparticules. Deux symétries sont mises en jeu dans ce processus : la relation entre une particule et son image dans un miroir (symétrie P), et l'échange entre particule et antiparticule (symétrie C). La découverte reposait sur l'observation d'une désintégration particulière de kaons neutres que la conservation de CP interdit. Elle permet de conclure que les processus d'échange ne se produisent pas strictement avec la même probabilité, comme l'imposerait la conservation de CP.

### Renversement du temps

La dernière symétrie T consiste à renverser le sens du temps,  $t$  en  $-t$  et permute les états initiaux et finaux. Le spin et l'impulsion des particules sont également changés en leurs opposés.

Etant donné l'universalité du théorème CPT, la violation du renversement du temps était acquise avec celle de CP. D'une part, on ne peut pas réaliser expérimentalement la réaction inverse  $\Lambda + J\Psi \rightarrow \Lambda_b$ , et d'autre part, T est un opérateur antiunitaire, donc on ne peut pas associer à T une observable physique. Des effets de l'opérateur antiunitaire T peuvent être recherchés ; en particulier les observables impaires par T.

Il a été montré que l'une des composantes transverses

du vecteur polarisation des résonances intermédiaires est impaire par T. Si la valeur de cette observable est différente de zéro, ce serait un signe direct de la violation de la symétrie T ; mesure qui sera faite avec les futures données qui seront enregistrées avec le détecteur LHCb.

## 1.4 Modèle phénoménologique

### 1.4.1 Importance des polarisations des particules intermédiaires

Etant donné la désintégration du  $\Lambda_b$  par interaction faible, les résonances intermédiaires  $\Lambda$  et  $J/\Psi$  sont polarisées et leur polarisation intervient dans les désintégrations angulaires des particules finales. Bien que les faisceaux de protons du LHC ne soient pas polarisés, les particules  $\Lambda_b$  produites peuvent être polarisées transversalement par rapport au plan de production (plan formé par l'impulsion du  $\Lambda_b$  et celle d'un des protons). Cette caractéristique va modifier profondément la partie azimutale des distributions angulaires des particules filles.

### 1.4.2 Stratégie du Modèle

La méthode utilisée pour modéliser les désintégrations est basée sur le formalisme d'hélicité de Jacob-Wick-Jackson. En appliquant la conservation du moment angulaire total et le théorème de Wigner-Eckart, on peut décomposer l'amplitude de la désintégration en une partie géométrique et une partie dynamique. Les facteurs des formes intervenant dans l'amplitude sont déterminés dans le cadre de HQET et le calcul explicite de l'amplitude de désintégration est basé sur la technique d'OPE où les coefficients de Wilson représentent la partie perturbative. A partir de cette méthode, des distributions angulaires des particules dans le repère propre de leur particule mère ont été calculées.  $P^{\Lambda_b}$  et  $P^\Lambda$  sont la polarisation du  $\Lambda_b$  et la polarisation du  $\Lambda$  respectivement,  $\rho_{+\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\Lambda_b}$  et  $\rho_{00}^V$  sont des éléments de la matrice densité de polarisation de  $\Lambda_b$  et V respectivement, et  $\alpha = \alpha_{AS}$  est le paramètre d'asymétrie.

- Distribution du  $\Lambda$  dans le repère propre du  $\Lambda_b$  :

$$\frac{d\sigma(\Lambda^0)}{d\cos\theta d\varphi} \propto 1 + \alpha P^{\Lambda_b} \cos\theta + 2\alpha \text{Re} \left( \rho_{+\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^{\Lambda_b} \exp(i\varphi) \right) \sin\theta \quad (1.1)$$

- Distribution du Proton dans le repère propre du  $\Lambda$  :

$$\frac{d\sigma(p)}{d\cos\theta_1 d\varphi_1} \propto 1 + \alpha P^\Lambda \cos\theta_1 - \frac{\pi}{2} \alpha P^{\Lambda_b} \text{Re} \left( \rho_{+-}^\Lambda \exp(i\varphi_1) \right) \sin\theta_1 \quad (1.2)$$

- Distribution du Muon dans le repère propre du  $J/\Psi$  :

$$\frac{d\sigma(\mu)}{d\cos\theta_2} \propto (1 - 3\rho_{00}^V) \cos^2\theta_2 + (1 + \rho_{00}^V) \quad (1.3)$$

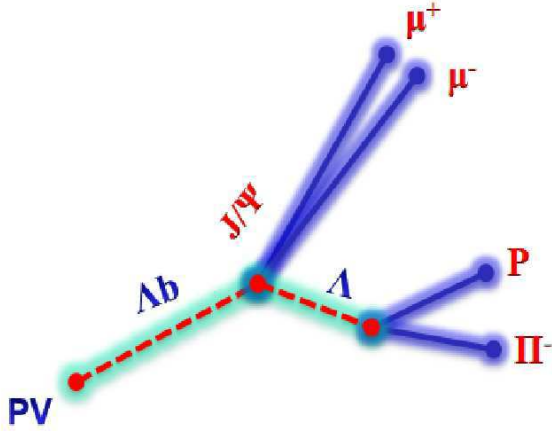


FIGURE 1.2 – Topologie de la désintégration du canal  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda + J/\Psi$

## 1.5 Stratégie pour l'analyse du canal

### 1.5.1 Production annuelle de $\Lambda_b \rightarrow \Lambda + J/\Psi$

Le nombre de paires de quarks  $b\bar{b}$  produites par an sera, à la luminosité nominale de  $2\text{fb}^{-1}$ , de  $10^{12}$ . Le nombre de désintégration  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda + J/\Psi$  produites par an est donnée par la formule suivante :

$$N_{(\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi)} = L_{int} \cdot \sigma_{b\bar{b}} \cdot 2 \cdot f_{\Lambda_b} \cdot Br_{vis} \cdot \theta_{acc} \quad (1.4)$$

où

$L_{int}$  est la luminosité intégrée en une année  $L_{int} = L \cdot t = 2.10^{32} \cdot 10^7 = 2\text{fb}^{-1}$ .

$\sigma_{b\bar{b}}$  est la section efficace de production de la paire  $b\bar{b}$ .

$\sigma_{b\bar{b}} = 500 \mu\text{b}$ .

$f_{\Lambda_b}$  est la fraction de quarks  $b$  qui s'hadronisent en  $\Lambda_b$ .

$f_{\Lambda_b} = 9.2\%$ .

$Br_{vis}$  est le rapport d'embranchement du mode considéré.  $Br_{vis} = Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi) \cdot Br(\Lambda \rightarrow P\pi^-) \cdot Br(J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$ .

avec  $Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi) = (4.7 \pm 2.8) \times 10^{-4}$ .

$\theta_{acc}$  est le facteur d'acceptance prenant en compte la coupure au niveau du générateur  $\pm 400 \text{ mrad} = 34.7\%$ . On obtient alors  $(1, 13 \pm 0.6) \cdot 10^6$  événements.

On peut constater que pour cette section efficace élevée, on obtient un nombre important de désintégrations  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda + J/\Psi$ .

### 1.5.2 Topologie de la désintégration

L'opération de reconstruction et de sélection est basée sur la reconstruction des particules de l'état final de la désintégration ( $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ,  $P(\bar{P}$ ,  $\pi^-(\pi^+)$ ) (figure 1.2) . Ce qui permet de remonter aux résonnances intermédiaires  $\Lambda$  et  $J/\Psi$ , puis au baryon beau  $\Lambda_b$ . La reconstruction des particules chargées  $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ,  $P(\bar{P}$ ,  $\pi^-(\pi^+)$ ) s'effectue à partir de la recherche des traces.

Pour reconstruire les traces, les informations du dé-

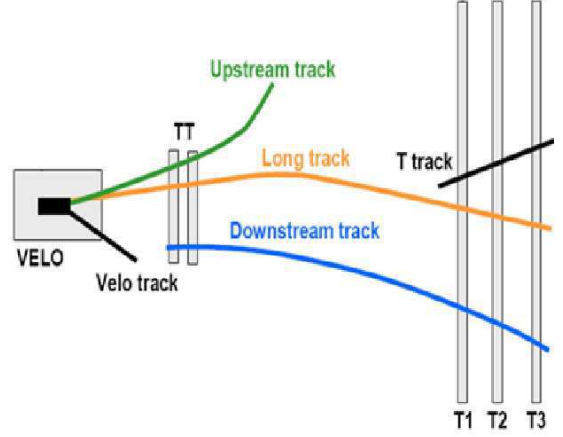


FIGURE 1.3 – Convention sur la désignation des traces dans LHCb

tecteur du vertex sont combinées avec celle du trajectographe. On peut alors distinguer les types de traces en fonction des sous-détecteurs touchés conformément à la figure 1.3.

Bien qu'une sélection on-line soit réalisée par le système de déclenchement, une sélection off-line de la désintégration  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda + J/\Psi$  est indispensable pour purifier le signal.

### 1.5.3 Enjeux de l'analyse

En amont de la sélection, on affecte à chaque trace reconstruite une identité qui est celle fournie par l'ensemble des sous-détecteurs : les détecteurs RICH, le système de calorimètres ainsi que les détecteurs à muons.

Leurs informations sont combinées sous forme de fonctions de maximum de vraisemblance propres à chaque état final. A titre d'exemple, l'estimateur du hadron est défini de la manière suivante :

$$L(h) = L^{RICH}(h) \cdot L^{RICH}(non\ e) \cdot L^{RICH}(non\ \mu) \quad (1.5)$$

La quantité pertinente pour les analyses de physique est la différence logarithmique entre deux de ces estimateurs. Ce nouvel estimateur compare alors deux hypothèses différentes et permet de discriminer entre les deux. Cette fonction est donnée par :

$$\ln L_{AB} = \ln L_A - \ln L_B \quad (1.6)$$

où A et B représentent respectivement l'hypothèse d'avoir une particule de type A ou B. A titre d'exemple, La figure 1.4 représente la distribution des deux estimateurs  $\Delta LL(p-\pi)$  pour les protons du signal, pour les pions de la fragmentation et les protons issus également de la fragmentation.

Pour déterminer les critères de sélection, un échantillon de 244K d'événements ont été générés dans l'acceptance du détecteur. Une diminution de 10 % de cette statistique est due aux particules  $\Lambda$ , qui sont absorbées ou qui réagissent avec la matière du détecteur.

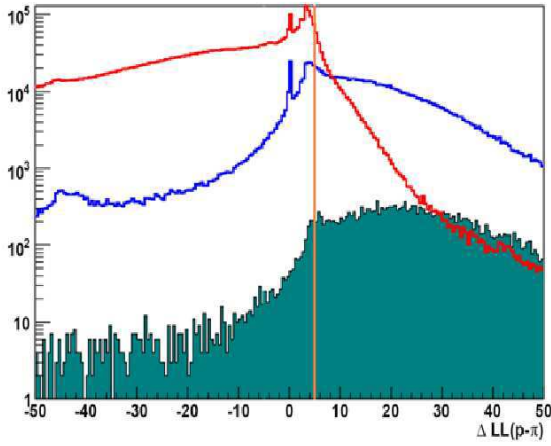


FIGURE 1.4 – Test de l’hypothèse proton par rapport aux hypothèses pions (proton du signal en vert plein, protons de la fragmentation en bleu et pions de la fragmentation en rouge)

Cette étude est en cours afin d’optimiser l’efficacité du signal.

## 1.6 Conclusion

Il reste également à déterminer précisément la masse du  $\Lambda_b$  ainsi que son temps de vie et le rapport d’embranchement du canal  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda + J/\Psi$ . A long terme, on compte déterminer les paramètres du modèle phénoménologique et tester par la suite le Renversement du Temps en mesurant les composantes transversales des résonnances intermédiaires  $\Lambda$  et  $J/\Psi$ . Donc beaucoup de travail en perspective.

## Remerciements

Mes remerciements vont tout d’abord à mon directeur de thèse, Mr. Ziad AJALTOUNI qui a toujours réussi à me consacrer du temps et à m’aider, ainsi qu’à tous les membres de l’équipe LHCb du Laboratoire de physique Corpusculaire de Clermont Ferrand.

Je tiens à cette occasion à remercier en particulier, Stéphane MONTEIL, coordinateur de ma session pour son aide, sa disponibilité et ses conseils.

Enfin, un grand merci aux organisateurs et aux coordinateurs des JJC2008.

## Références

- [1] Z.J Ajaltouni, E. conte, O. Leitner, 614hep-ph/04121162004;
- [2] O. Leitner, Z.J Ajaltouni, E. conte, hep-ph/0602043;

- [3] E. Di Salvo, Z.J Ajaltouni, Arxiv0805.41712008;
- [4] LHCb collaboration, TDR Reoptimized Detector, Genève, septembre 2003;
- [5] 5. E. CONTE, Recherche de la violation des symétries CP et T dans les réactions  $\Lambda_b \rightarrow \Lambda +$  un méson vecteur, Novembre 2007;